N° d'enregistrement
au C. N. R. S.

A O. 748904728

Article principal recouvrant en partie

la THÈSE présentée pour l'obtention

du grade de DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUE

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

par Monsieur Pierre BARBE

Sujet de la thèse : Détermination des contraintes d'origine thermique dans les roues monoblocs du matériel ferroviaire

soutenu le 30 juin 1973

devant la commission d'examen composée de :

MM.	R. SIESTRUNCK	Président
	R. VICHNIEVSKY	Examinateur
	A. KAMMERER	Examinateur
	A. LELUAN	Examinateur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Etude expérimentale et numérique des contraintes d'origine thermique dues au freinage des roues

P. Barbe
Ingénieur E.C.L. Docteur es-Sciences

Les véhicules du matériel ferroviaire ont hérité de leurs ancêtres hippomobiles, le mode de freinage par application de sabots sur la table de roulement des roues. Tant que la roue n'est pas bloquée, les conséquences d'un tel freinage pour la roue sont de deux ordres :

— L'apparition de défauts superficiels dans la zone de frottement : criques thermiques, micro-fissures...

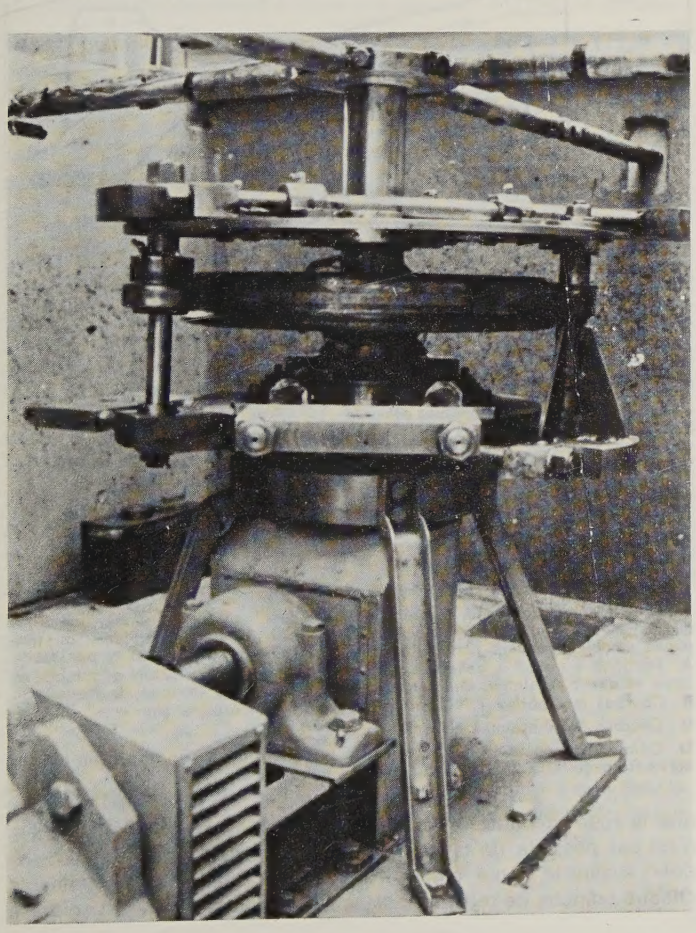
— Plus globalement, la déformation de la roue intéressant la jante et une partie de la toile, suite à la création d'un champ de température non uniforme.

C'est à ce deuxième effet du freinage qu'est consacrée l'étude qui suit. Schématiquement, pendant le freinage, la jante tend à se dilater plus que la toile et le moyeu. Elle devient le siège de contraintes de compression tandis que des contraintes de traction apparaissent dans la toile et le moyeu. La jante et une partie de la toile déjettent. Si le freinage est modéré, il ne se produit pas de dépassement de limite élastique. Après refroidissement, la roue revient au même état qu'avant freinage.

L'augmentation des charges et des vitesses imposent des conditions de freinage de plus en plus sévères. Dans certaines régions de la roue, la limite élastique peut être dépassée. Les conséquences sont alors : le déjettement permanent de la jante, l'apparition de contraintes résiduelles de traction dans celle-ci.

Un état de contraintes résiduelles de traction dans la jante est favorable au développement des fissures radiales qui peuvent y prendre naissance. Un déjettement permanent se traduit par une modification de l'écartement des faces internes des roues calées sur un même essieu. Ces deux conséquences peuvent entraîner une mise au rebut de la roue.

Nous nous proposons de déterminer les phénomènes thermiques et mécaniques qui découlent du freinage. Il s'agit d'évaluer la température, les contraintes et les déformations dues au freinage.



1 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Une étude expérimentale est indispensable pour

1) vérifier la validité des méthodes et des hypothèses de calcul que nous allons mentionner plus loin,

2) déterminer la température en surface car les conditions d'échange de chaleur au niveau des surfaces latérales ainsi que la répartition de chaleur crée au niveau des surfaces frottantes entre la roue et le sabot ne peuvent pas être exprimées simplement.

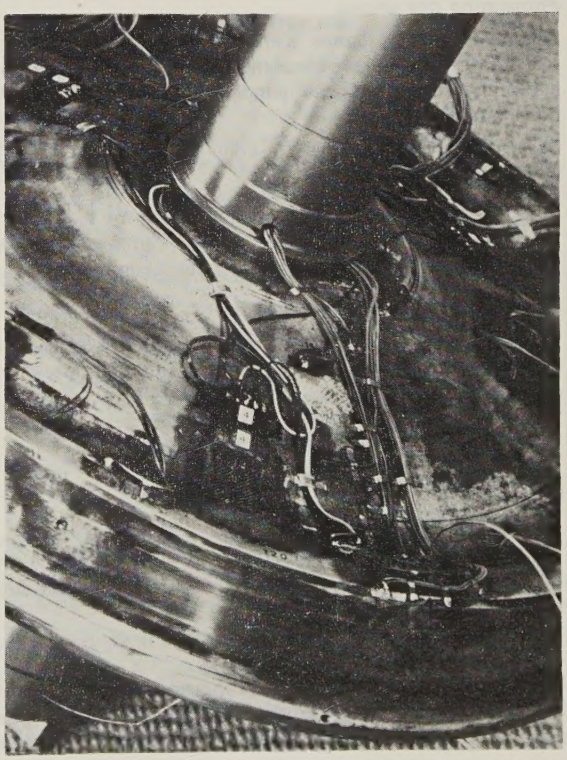
1.1 Machine d'essais

Nous avons conçu une machine d'essais qui puisse répondre au double but :

1) possibilité de mesures simultanées en un très grand nombre de points,

2) reproduction la plus fidèle possible du phénomène réel, en particulier de la production des calories par frottement au niveau de la « table de freinage ».

Fig. 1 Machine d'essais.



La roue est fixe, ce qui supprime tous les problèmes de liaison entre les points et les appareils de mesures, les systèmes simulant le freinage et le roulement tournent autour de celle-ci. Chaque sabot est solidaire d'un système qui tout en tournant peut coulisser radialement. L'introduction sur ce système de masses diamétralement opposées au sabot permet d'appliquer celui-ci sur la roue avec une force réglable.

1.2 Mesure des températures

Au cœur du métal : Avant calage de la roue sur l'essieu nous avons ménagé un grand nombre de trous (une centaine) borgnes dont le fond coïncide avec la position du point de mesure choisi.

En surface : En un point d'une surface libre nous ne ménageons qu'une empreinte de pointe de foret. Pour la zone de frottement nous forons des trous inclinés à partir des faces latérales de la jante ou de la zone de raccordement toile-jante. Ces trous viennent déboucher au point choisi de la surface.

Les jonctions actives des thermocouples fer-constantan sont brasées à la roue à l'emplacement des points de mesure. Les fils conducteurs sont isolés, repérés et cablés à l'intérieur de l'essieu creux puis reliés à l'appareil de mesure par des fils de compensation.

1.3 Mesure des contraintes en surface

Pour mesurer les contraintes nous avons utilisé des rosettes d'extensométrie. Nous avons été conduits à examiner plus particulièrement deux points : la préparation et la compensation de la température.

Préparation des jauges

L'installation des jaunes s'effectue suivant le processus indiqué par le fournisseur. Après leur mise en place sur la roue nous faisons subir plusieurs cycles de température (homogène dans la roue) dans une étuve.

cycle de polymérisation de la colle ΔT variant de 0° à 150 °C par paliers de 25 °C,

deux cycles de stabilisation, le premier de 0° à 150 °C, le second de 0° à 130 °C.

Ensuite nous câblons les jauges pour étalonnage.

Compensation de la température

La variation de la température entraîne à la fois celle de la longueur et de la résistivité de la jauge. La jauge indiquera donc une variation de résistance

$$\frac{\Delta R}{R} = Ke + (\beta_J + K\alpha_E)\,\Delta T$$

où K désigne le facteur de jauge
e l'allongement proportionnel
β_J coefficient de variation de résistivité de jauge
α_E coefficient de dilatation thermique de l'éprouvette
R résistance de la jauge
T la température.

Pour déterminer l'allongement proportionnel e il faut donc évaluer le terme dû à la température ou le compenser. La compensation par une jauge de référence placée sur une plaquette de même matériau que la roue et portée à la même température que la jauge active n'est pas possible (la température varie constamment). Nous avons donc évalué le terme $(\beta_J + K\alpha_E)\,\Delta T$ en étalonnant au préalable chaque branche de rosettes collées sur la roue. La roue est soumise

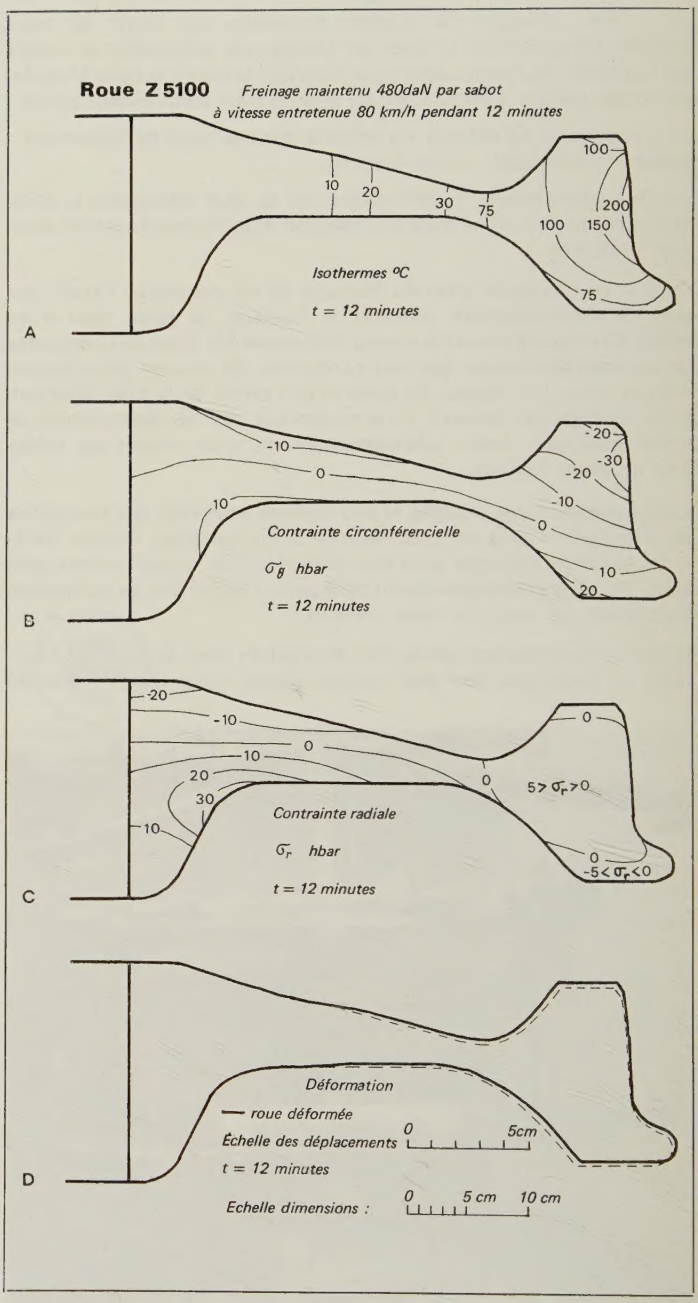


Fig. 2 Détermination des températures et des contraintes dans une roue du matériel ferroviaire type Z 5100 échelle 0.25. Freinage maintenu, ou freinages cumulés pendant 12 minutes, vitesse : 80 km/h, F : 4 800 N par sabot.
A Maillage régulier à pas constant servant à la détermination des températures et des contraintes. Diagrammes établis en fin de période de freinage.
B Courbes isothermes ΔT°C par rapport à la température ambiante.
C Courbes isocontraintes circonférencielles $\sigma\theta$ hbar.
D Déformation de la roue - en pointillé le profil initial - en trait plein la roue après freinage. Les déplacements sont à l'échelle 0.5.

Grandeur	Longueur	Temps	Force	Température	Quant. de chal. ou En. Thermique
Syst. original	l	t	F	T	Q
Syst. modèle	$\frac{l}{n}$	$\frac{t}{n^2}$	$\frac{F}{n^2}$	T	$\frac{Q}{n^3}$

à plusieurs cycles d'étalonnage en étuve, la température étant homogène dans le solide. Ceci permet d'établir les courbes d'étalonnage de chaque branche

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^* = (\beta_J + K\alpha_E)\,\Delta T$$

1.4 Similitude

Pour des raisons de sécurité de fonctionnement, de puissance à développer, à cause des différents préparatifs que nous devons faire subir à la roue éprouvette nous avons été obligés de réaliser les essais sur modèle réduit. Il convient donc d'examiner les règles de similitude qui nous ont permis d'établir un programme d'essais. Les modèles de roues et de sabots sont réalisés dans les mêmes matériaux que les originaux respectifs.
Dans le cas simple d'un écoulement unidimensionnel l'équation de la chaleur s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) = \rho c\frac{\partial T}{\partial t} - q_v$$

k conductivité thermique — T température
ρ masse volumique — t temps
c chaleur massique — q_v quantité de chaleur ou d'énergie thermique créée par unité de volume et de temps.

La conductivité thermique k étant une fonction $k(T)$ de la température l'équation précédente prend la forme en posant $k_1(T) = \frac{\partial k}{\partial T}$

$$k_1\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + k\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \rho c\frac{\partial T}{\partial t} - q_v$$

dans le système modèle à l'échelle $\frac{1}{n}$

$$k_1'\left(\frac{\partial T'}{\partial x'}\right)^2 + k'\frac{\partial^2 T'}{\partial x'^2} = \rho' c'\frac{\partial T'}{\partial t'} - q_v'$$

Écrivons cette équation en fonction de la température T atteinte au point homologue du système réel en introduisant les rapports de similitude des paramètres physiques k k_1 ρ et c, de la température T des distances l et du temps t. Nous obtenons

$$\left(\frac{k_1'}{k_1}\right)\left(\frac{T'}{T}\right)^2\left(\frac{l}{l'}\right)^2 k_1\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{k'}{k}\right)\left(\frac{T'}{T}\right)\left(\frac{l}{l'}\right)^2 k\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$
$$= \frac{\rho' c'}{\rho c}\left(\frac{T'}{T}\right)\left(\frac{t}{t'}\right)\rho c\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{q_v'}{q_v}q_v.$$

Pour que la température T satisfasse à la relation il faut et il suffit que

$$\left(\frac{k_1'}{k_1}\right)\left(\frac{T'}{T}\right)^2\left(\frac{l}{l'}\right) = \left(\frac{k'}{k}\right)\left(\frac{T'}{T}\right)\left(\frac{l}{l'}\right)^2$$
$$= \frac{\rho' c'}{\rho c}\left(\frac{T'}{T}\right)\left(\frac{t}{t'}\right) = \left(\frac{Q'}{Q}\right)\left(\frac{t}{t'}\right)\left(\frac{l}{l'}\right)^3$$

Les relations précédentes ne pourront être vérifiées que si la température est la même en chaque point homologue dans la transformation géométrique original-modèle

$$T' = T$$

(dans ce cas : $k_1' = k_1$ $k' = k$ $\rho' = \rho$ $c' = c$).

A partir de la relation contrainte-déformation-dilatation

$$\varepsilon_x - \alpha T = \frac{1}{E}\left[\sigma_x - \nu\,(\sigma_y + \sigma_z)\right]$$

Nous établissons de la même manière les autres relations de similitude que nous résumons dans le tableau ci-dessus :

Dans le cas qui nous intéresse de production de la chaleur par frottement

$$Q_f = F\,U\,\mathrm{tg}\,\varphi\,\delta t$$

F force d'application du sabot — tg φ coef. de frottement
U vitesse de déplacement de ce sabot — δt intervalle de temps

La vitesse U' du sabot modèle devrait donc être n fois plus grande que celle de l'original, si le coefficient de frottement ne variait pas avec la vitesse.

Les variations du coefficient de frottement avec la vitesse nous conduisent à adopter une similitude approchée. Nous conservons les mêmes conditions de frottement, force d'application du sabot, même répartition des aires respectives des deux corps roue et sabot qui subissent le frottement, vitesse de déplacement du sabot correspondant à un même coefficient de frottement

$$F^{*\prime} = F \qquad U^* = \frac{U}{n} \qquad \mathrm{tg}\,\varphi^* = \mathrm{tg}\,\varphi$$

La similitude thermique est toujours réalisée, la similitude mécanique (conséquences de la force d'application du sabot sur la roue) ne l'est plus.

2 ÉTUDE NUMÉRIQUE

2.1 Détermination de la température

Nous déterminons le champ de température au cours du freinage et du refroidissement en appliquant la méthode des différences finies à l'équation de diffusion de la chaleur dans les solides. Nous supposons que le problème présente une symétrie axiale de révolution. Nous obtenons l'expression approchée de cette équation en écrivant le bilan thermique pour une cellule torique moyenne déterminée à partir d'un maillage rectangulaire régulier ou irrégulier, ajusté ou non au contour.

L'expression générale du schéma approché est

$$T_o(t+\delta t) = \frac{a\,\delta t}{V}\sum_{i=1}^{N}\frac{T_i}{d_{io}}\sigma_{io} + \frac{\delta t\,T_\infty}{\rho c V}\sum_{j=1}^{M}K_j Se_j$$
$$+\left[1 - \frac{a\,\delta t}{V}\sum_{i=1}^{N}\frac{\sigma_{io}}{d_{io}} - \frac{\delta t}{\rho c V}\sum_{j=1}^{M}K_j Se_j\right]T_o$$

a diffusivité thermique
V volume de la cellule torique
σ_{io} surface latérale de la cellule-normale à la direction Oi
d_{io} distance qui sépare les O et i
Se_j surface latérale de la cellule contiguë avec le milieu extérieur
K_j coefficient d'échange à travers Se_j
T_o température au point O

T_i température aux points voisins

T_∞ température extérieure non perturbée.

Ce schéma n'est stable que si tous les termes de l'équation sont positifs.

La condition de stabilité est donc

$$\frac{\delta t}{V}\left[a\sum_{i=1}^{N}\frac{\sigma_{io}}{d_{io}}+\frac{1}{\rho c}\sum_{j=1}^{M}K_j Se_j\right]\leqslant 1$$

Le pas d'espace étant défini par le maillage, cette condition s'applique au pas de temps δt.

A partir des données expérimentales en surface nous avons établi un programme de calcul FORTRAN exploité sur ordinateur UNIVAC 1108.

2.2 Détermination des contraintes

Nous appliquons la méthode des différences finies aux équations générales des déplacements en coordonnées cylindriques

$$(1-\nu)\left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r}-\frac{u}{r^2}\right)+\frac{1-2\nu}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial r\partial z}$$
$$-(1+\nu)\,\alpha\frac{\partial T}{\partial r}+\frac{(1-2\nu)(1+\nu)}{E}\varnothing_r=0$$

$$(1-\nu)\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+\frac{1-2\nu}{2}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial r}\right)+\frac{1}{2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial^2 u}{\partial r\partial z}\right)$$
$$-(1+\nu)\,\alpha\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{(1-2\nu)(1+\nu)}{E}\varnothing_z=0$$

dans le solide

$$\alpha_1\left[(1-\nu)\frac{\partial u}{\partial r}+\nu\frac{u}{r}\right]+\alpha_3\frac{1-2\nu}{2}\frac{\partial u}{\partial z}+\alpha_1\nu\frac{\partial w}{\partial z}+\alpha_3\frac{1-2\nu}{2}\frac{\partial w}{\partial r}$$
$$-\alpha_1(1+\nu)\alpha T=\frac{(1-2\nu)(1+\nu)}{E}F_r$$

$$\alpha_1\frac{1-2\nu}{2}\frac{\partial w}{\partial r}+\alpha_3(1-\nu)\frac{\partial w}{\partial z}+\alpha_1\frac{1-2\nu}{2}\frac{\partial u}{\partial z}+\alpha_3\nu\left(\frac{u}{r}+\frac{\partial u}{\partial r}\right)$$
$$-\alpha_3(1+\nu)\alpha T=\frac{(1-2\nu)(1+\nu)}{E}F_z$$

en un point d'une surface limite où la normale extérieure a pour cosinus directeurs α_1, 0, α_3. Au voisinage du contour nous écrivons les déplacements sur une forme quadratique approchée.

On déduit les contraintes par les relations

$$\sigma_r=\frac{E}{1+\nu}\left[\varepsilon_r+\frac{\nu}{1-2\nu}e-\frac{1+\nu}{1-2\nu}\alpha T\right]$$

$$\tau_{rz}=\frac{E}{1+\nu}\gamma_{rz}.$$

On peut aussi utiliser une deuxième méthode d'approximation en écrivant l'équilibre en fonction des déplacements de cellules toriques moyennes, en faisant des hypothèses de linéarité des variables à l'échelle de la cellule. Cette méthode permet de ne point négliger les forces volumiques au voisinage du contour et conduit à une meilleure approximation au voisinage de l'axe de révolution.

Ces méthodes appliquées à un disque d'épaisseur constante puis à une roue de Z5100 conduisent à la résolution d'un système de $2n$ équations à $2n$ inconnues, n étant le nombre de nœuds du maillage (n = 286 pour le disque, 655 pour la roue).

La résolution de tels systèmes par des méthodes itératives : Gauss-Seidel, relaxation, itération par blocs, projection suivant le procédé de Cimmino n'ayant pas été satisfaisante, nous avons eu recours à la méthode de partition, plus longue, plus lourde, mais plus efficace. Les sous-matrices ont été inversées par la méthode de Gauss-Jordan.

CONCLUSION

Les études sur disque puis sur une roue de Z5100 illustrent l'influence de trois facteurs sur les contraintes d'origine thermique : la valeur du gradient thermique, la position de la source de chaleur, la forme de la roue en particulier celle de sa toile.

— De la valeur du gradient thermique dépend l'intensité des contraintes.

— Dans une pièce symétrique par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de révolution, le déjettement se produit dans le sens opposé au décalage de la source de chaleur par rapport à ce plan de symétrie.

— Dans le cas d'une roue le facteur forme devient prépondérant dès que l'on s'éloigne de la zone de frottement.

Il convient de remarquer que ces phénomènes d'origine thermique ne sont pas isolés et qu'il faut y superposer tous les phénomènes d'origine mécanique : charge, réaction latérale.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548009_0022

Extrait de MECANIQUE MATERIAUX ELECTRICITE
Mars 1974
Editions Science et Industrie
6 avenue Pierre 1er de Serbie
75116 Paris

Imro - Rouen